



## Spin des niveaux à 0,46 et 0,67 MeV du $^{34}\text{Cl}$

J.M. Thirion, G. Chouraqui, Th. Muller, M. Port

### ► To cite this version:

J.M. Thirion, G. Chouraqui, Th. Muller, M. Port. Spin des niveaux à 0,46 et 0,67 MeV du  $^{34}\text{Cl}$ . Journal de Physique, 1970, 31 (8-9), pp.743-748. 10.1051/jphys:01970003108-9074300 . jpa-00206974

**HAL Id: jpa-00206974**

**<https://hal.science/jpa-00206974>**

Submitted on 1 Jan 1970

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# SPIN DES NIVEAUX A 0,46 ET 0,67 MeV DU $^{34}\text{Cl}$

J. M. THIRION, G. CHOURAQUI, Th. MULLER et M. PORT

Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg 3

(Reçu le 25 mai 1970)

**Résumé.** — L'étude de la réaction  $^{32}\text{S}(^3\text{He}, p\gamma)^{34}\text{Cl}$  a été réalisée à l'aide d'un faisceau  $^3\text{He}^{++}$  aux énergies 9, 9,5 et 10 MeV. Les coïncidences  $p\gamma$  ont été effectuées entre protons détectés à  $0^\circ$  et rayonnements  $\gamma$ , conformément à la méthode II de corrélation angulaire de Litherland et Ferguson. L'exploitation des corrélations des groupes de protons menant aux deuxième et troisième niveaux excités du  $^{34}\text{Cl}$  avec les rayonnements  $\gamma$  correspondants, détermine sans ambiguïté  $J = 1$  pour les niveaux à 0,46 et 0,67 MeV de ce noyau. Ces résultats confirment les prévisions théoriques déduites du modèle en couches avec interaction à deux particules modifiée.

**Abstract.** — The  $^{32}\text{S}(^3\text{He}, p\gamma)^{34}\text{Cl}$  reaction has been studied with a  $^3\text{He}^{++}$  beam at energies 9, 9.5 and 10 MeV. The  $p\gamma$  coincidences were measured between protons detected at  $0^\circ$  and gamma rays, according to the Method II of Litherland and Ferguson. The interpretation of the angular correlations between the proton groups leading to the second and third excited states and the corresponding gamma rays uniquely determines  $J = 1$  for the 0,46 and 0,67 MeV levels of  $^{34}\text{Cl}$ . These results are in good agreement with theoretical previsions of shell model calculations with modified two-particle interaction.

**Introduction.** — Les configurations théoriques des états des noyaux de masse 34 ont été calculées par Glaudemans et ses collaborateurs [1] dans le cadre du modèle en couches en prenant en considération des interactions à deux particules dans les seules couches extérieures  $2s_{1/2}$  et  $1d_{3/2}$ , toutes les autres couches fermées étant considérées comme formant un cœur inerte  $^{28}\text{Si}$ . Pour le noyau self-conjugué  $^{34}\text{Cl}$ , ces calculs conduisent leurs auteurs à faire correspondre les deuxième et troisième niveaux excités à 0,46 MeV et 0,67 MeV respectivement à deux niveaux calculés de spin et parité  $J^\pi = 1^+$ .

Des calculs plus récents, effectués par Glaudemans et Wildenthal [2], utilisent un cœur inerte  $^{16}\text{O}$  et des interactions à deux particules modifiées (MSDI) (\*). Les résultats obtenus confirment les correspondances précédentes tout en réalisant un meilleur accord pour les énergies des niveaux concernés.

Ces niveaux, qui font l'objet du présent travail, ont été observés par diverses réactions [4-6]. L'étude de la radioactivité  $\beta^+$  de  $^{34}\text{A}$  [7] met en évidence un embranchement  $\beta^+$  de 1 % vers le niveau à 0,67 MeV du  $^{34}\text{Cl}$ , ce qui permet à leurs auteurs d'attribuer  $J^\pi = 1^+$  à ce niveau. Cependant d'autres auteurs [8], étudiant également la radioactivité  $\beta^+$ , n'ont pas observé de transition  $\gamma$  de 0,67 MeV. La valeur  $J = (1)$  est également suggérée par les résultats de corrélations angulaires  $\gamma\gamma$  dans la capture radiative de protons  $^{33}\text{S}(p, \gamma)^{34}\text{Cl}$  [6].

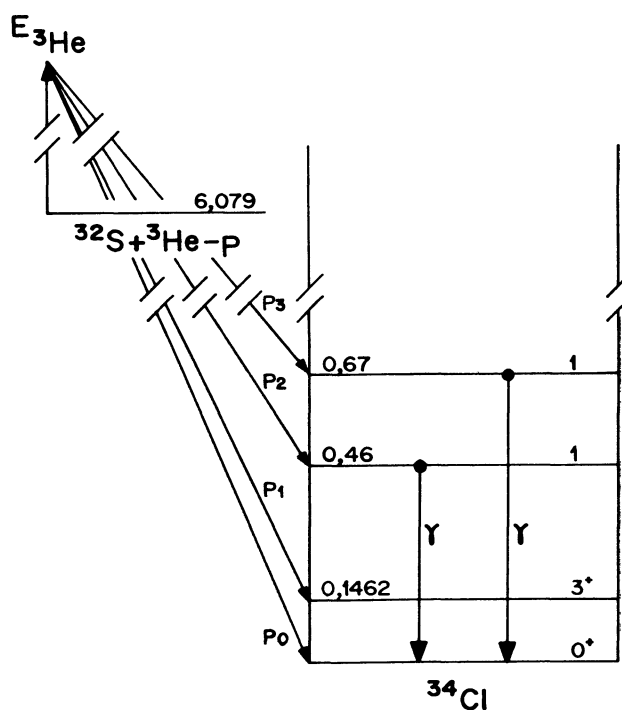


FIG. 1. — Niveaux d'énergie du  $^{34}\text{Cl}$  et transitions étudiées dans le présent travail.

La valeur de  $J$  ne semble donc pas connue avec certitude pour le niveau à 0,67 MeV du  $^{34}\text{Cl}$ , alors qu'aucune valeur n'est connue expérimentalement pour le niveau à 0,46 MeV. C'est pourquoi nous avons entrepris la mesure du spin de ces deux niveaux en

(\*) Modified Surface Delta Interaction [3].

mesurant les corrélations angulaires proton-gamma ( $p\gamma$ ) dans la réaction  $^{32}\text{S}(^3\text{He}, p)^{34}\text{Cl}$  ( $Q = 6,079$  MeV). La géométrie de détection ainsi que la méthode d'analyse des corrélations angulaires mesurées sont celles décrites par Litherland et Ferguson [9].

La figure 1 présente les niveaux d'énergie du  $^{34}\text{Cl}$  et les transitions  $\gamma$  étudiées dans le présent travail.

**Méthode expérimentale.** — Ce travail a été réalisé à l'aide du faisceau  $^3\text{He}^{++}$  délivré par l'accélérateur Van de Graaff de 5,5 MeV du Groupe de Laboratoires de Strasbourg. Après analyse par un aimant de déflexion à  $90^\circ$ , le faisceau était refocalisé à l'aide de lentilles quadropolaires et traversait un diaphragme de 3 mm de diamètre avant d'atteindre la cible placée au centre d'une chambre de réaction cylindrique en plexiglas, d'axe vertical et de 3 cm de rayon intérieur. L'intensité du faisceau était de 0,06  $\mu\text{A}$  en moyenne.

Les corrélations angulaires ont été effectuées à 9, 9,5 et 10 MeV, ce qui a pour effet de faire varier le rapport des paramètres de peuplement des sous-états magnétiques  $P(1)/P(0)$ . Ceci permet de lever l'indétermination dans le cas où les corrélations angulaires  $p\gamma$  calculées pour deux valeurs différentes du spin du niveau initial de la transition  $\gamma$ , présentent une analogie fortuite pour des valeurs bien particulières de  $P(1)/P(0)$ .

Les cibles utilisées étaient de deux sortes : une cible épaisse de carbone naturel déposé sur une feuille de tantale de 0,05 mm d'épaisseur pour l'étude de la réaction de calibrage  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p\gamma)^{14}\text{N}$  et une cible de 200 à 300  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  de sulfure de zinc naturel évaporé sur un support de tantale, également de 0,05 mm d'épaisseur, pour l'étude de la réaction  $^{32}\text{S}(^3\text{He}, p\gamma)^{34}\text{Cl}$ . Le plan de la cible était placé normalement à l'axe du faisceau et isolé électriquement afin de recueillir la charge déposée. L'épaisseur du support de tantale est telle qu'il arrête totalement le faisceau incident.

Nous avons utilisé un détecteur à barrière de surface de 2 000  $\mu$  de profondeur sous une tension de polarisation de 300 volts, ce qui correspond à l'absorption totale de protons de 18 MeV. La résolution intrinsèque du détecteur était de 50 keV pour les particules  $\alpha$  de 5,5 MeV. Pour les pics de protons de notre réaction (14 à 16 MeV) l'élargissement dû à la traversée du tantale de 0,05 mm du support de cible ne dépassait pas 200 keV. Le détecteur était placé à 1,3 cm de la cible, à  $0^\circ$  par rapport à la direction du faisceau incident, conformément à l'une des géométries requises par la méthode II de Litherland et Ferguson [9]. Un diaphragme circulaire en tantale, de 6 mm de diamètre, placé devant le détecteur, permettait de définir avec précision la surface utile de ce dernier. L'angle solide de détection était donc de 0,16 stéradian.

La figure 2 présente un spectre de protons obtenu en bombardant la cible de sulfure de zinc avec des noyaux  $^3\text{He}$  de 9,5 MeV d'énergie incidente. Les groupes de protons numérotés  $p_0$  à  $p_{11}$ , issus de la réaction  $^{32}\text{S}(^3\text{He}, p)^{34}\text{Cl}$ , correspondent aux premiers niveaux du  $^{34}\text{Cl}$ . Les groupes  $p'_0$  et  $p'_1$  sont dus à la

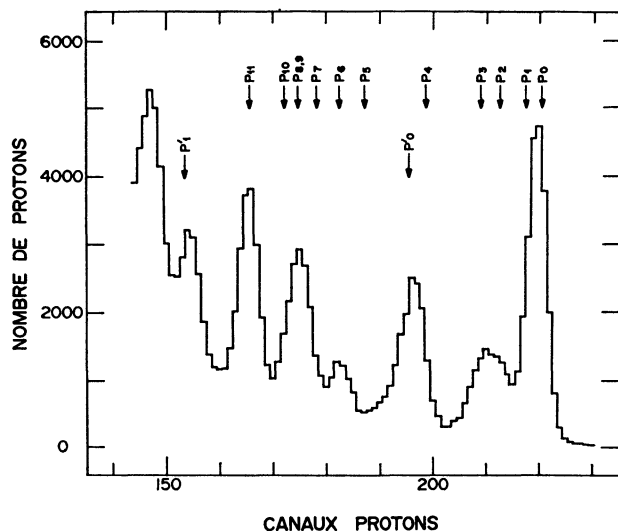


FIG. 2. — Spectre de particules chargées observé en bombardant une cible de sulfure de zinc déposé sur tantale par un faisceau  $^3\text{He}^{++}$  de 9,5 MeV d'énergie incidente. Les groupes de protons  $p_0$  à  $p_{11}$  sont issus de la réaction  $^{32}\text{S}(^3\text{He}, p)^{34}\text{Cl}$ , les groupes  $p'_0$  et  $p'_1$  proviennent de la réaction parasite  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$ .

réaction  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$  et proviennent d'une contamination en carbone de la cible. Le calibrage en énergie était réalisé à l'aide de l'étude préalable de cette réaction.

Les rayonnements  $\gamma$  ont été détectés à l'aide d'un cristal cylindrique NaI(Tl) de 7,62 cm  $\times$  7,62 cm et de résolution voisine de 7 % pour la radiation  $\gamma$  de 0,662 MeV du  $^{137}\text{Cs}$ . Ce cristal était mobile dans le plan horizontal passant par le point d'impact du faisceau sur la cible et pouvait prendre toutes les positions angulaires comprises entre  $+90^\circ$  et  $-90^\circ$ . La distance de la face avant du cristal à la cible était égale à 80 mm. Il était blindé latéralement par un manchon cylindrique de plomb de 8 cm d'épaisseur. Les tables de Rutledge [10] donnent pour cette géométrie de détection des coefficients d'atténuation  $Q_2/Q_0 = 0,9$  et  $Q_4/Q_0 = 0,69$  pour  $E_\gamma = 0,5$  MeV.

La présence à  $0^\circ$  du détecteur de particules chargées entraîne une absorption non isotrope des radiations  $\gamma$  émises par la cible. Nous avons relevé à chaque angle de détection les spectres  $\gamma$  de différentes sources radioactives en présence et en l'absence du détecteur de particules chargées. L'étude comparative de ces spectres a permis de calculer pour chaque angle de détection un facteur de correction, fonction de l'énergie de la radiation  $\gamma$  considérée. La présence dans le spectre  $\gamma$  de la réaction étudiée de plusieurs raies facilement identifiables permettait un calibrage permanent en énergie.

Les impulsions électriques délivrées par les deux détecteurs, particules chargées et rayonnement  $\gamma$ , attaquaient simultanément deux circuits à coïncidence en parallèle notés  $C_1$  et  $C_2$  sur le schéma fonctionnel présenté figure 3. Les deux circuits à coïncidence

utilisaient le front de montée de l'impulsion. Le temps de résolution était pour les deux circuits de l'ordre de 40 ns. Les délais des impulsions attaquant le circuit  $C_1$  étaient ajustés au mieux pour obtenir des coïncidences réelles alors que les délais des impulsions attaquant le circuit  $C_2$  étaient décalés de 100 ns par rapport à cette valeur. Nous avons de cette façon pu enregistrer simultanément le spectre de coïncidences réelles et le spectre de coïncidences fortuites. L'utilisation sur les voies proportionnelles de portes linéaires dont l'ouverture était commandée par les signaux de coïncidence permettait d'éviter l'encombrement des convertisseurs analogiques-numériques et de réduire sensiblement le temps mort de ces derniers. Par l'intermédiaire des deux convertisseurs attaquant le système ESTER d'acquisition de données [11], les spectres biparamétriques des impulsions en coïncidence étaient enregistrés chacun dans une zone de mémoire de 4 096 canaux d'un ordinateur I. B. M. 1800. Ces spectres étaient ensuite transférés sur disque magnétique en vue de leur traitement ultérieur par ce même ordinateur.

Les spectres biparamétriques XY ainsi relevés comportaient 32 canaux en X et 128 canaux en Y. Dans les 128 canaux Y étaient enregistrés les rayonnements  $\gamma$  d'énergie inférieure à 2,5 MeV alors que les 32 canaux X correspondaient aux protons d'énergie comprise entre celle du groupe  $p_0$  allant vers l'état fondamental du  $^{34}\text{Cl}$  et celle du groupe  $p_1$  allant vers le premier état excité de  $^{14}\text{N}$  dans la réaction  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p\gamma)^{14}\text{N}$ . Les protons d'énergie inférieure étaient éliminés par le seuil inférieur du convertisseur.

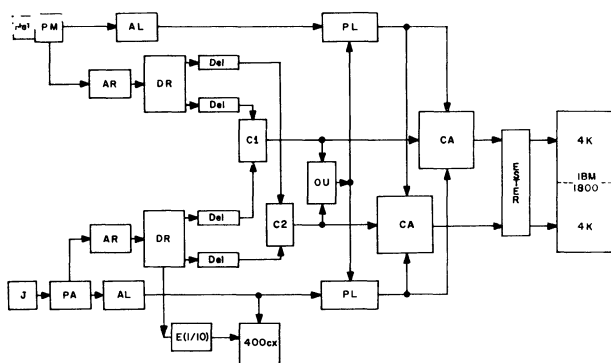


FIG. 3. — Schéma synoptique du système de détection et d'acquisition de données permettant la mesure simultanée des coïncidences  $p\gamma$  réelles et des coïncidences fortuites.

- PM : Photomultiplicateur.
- J : Jonction particules.
- PA : Préamplificateur.
- AL : Amplificateur linéaire.
- PL : Porte linéaire.
- AR : Amplificateur rapide.
- DR : Discriminateur rapide.
- Del : Délai.
- C1, C2 : Circuits à coïncidence.
- OU : Circuit « OU ».
- CA : Converteur analogique-numérique.
- E(1/10) : Echelle d'échantillonnage.

Dans la région du spectre en coïncidence ainsi délimitée, le nombre des coïncidences fortuites était dans tous les cas inférieur à 10 % du nombre total de coïncidences, et le taux de coïncidences d'environ 20 par seconde. Les mesures étaient effectuées à charge déposée constante. L'enregistrement simultané du spectre de protons sur un analyseur 400 canaux permettait de connaître le nombre de réactions pendant une mesure et servait de moniteur. Il était nécessaire de réduire d'un facteur dix le nombre des impulsions attaquant cet analyseur afin d'éviter le dépassement de capacité (Fig. 3).

La mesure des corrélations angulaires étudiées a été effectuée en relevant des spectres en coïncidence, suivant les cas, pour six ou sept positions angulaires du détecteur gamma. Chaque mesure était répétée deux ou trois fois.

**Exploitation.** — Comme le montre la figure 2, les groupes de protons  $p_2$  et  $p_3$  ne sont pas résolus. La figure 4 présente deux spectres protons extraits d'un spectre biparamétrique XY. Le premier (Fig. 4a)

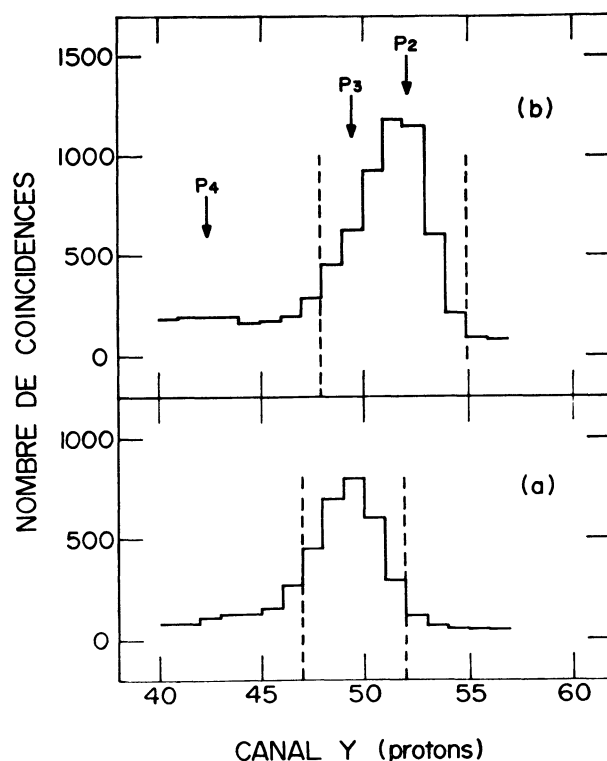


FIG. 4. — Spectre des protons de la réaction  $^{32}\text{S}(^3\text{He}, p)^{34}\text{Cl}$ , en coïncidence avec les rayonnements  $\gamma$  de 0,67 MeV (a) et 0,46 MeV (b), provenant respectivement des transitions  $0,67 \rightarrow 0$  et  $0,46 \rightarrow 0$  dans le noyau  $^{34}\text{Cl}$ . Les fenêtres de sommation utilisées pour l'exploitation des corrélations angulaires sont indiquées.

montre les protons en coïncidence avec les rayonnements  $\gamma$  d'énergie comprise entre 0,61 et 0,74 MeV : le pic correspond au groupe de protons  $p_3$ . La contri-

bution du groupe  $p_4$  est négligeable. Le deuxième spectre (Fig. 4b) montre les protons en coïncidence avec les rayonnements  $\gamma$  d'énergie comprise entre 0,39 et 0,52 MeV. L'allure dissymétrique du pic est due à une contribution de la partie basse énergie du spectre  $\gamma$  de 0,67 MeV. Cette contribution a pu être soustraite après étude d'un spectre standard du rayonnement  $\gamma$  de 0,662 MeV du  $^{137}\text{Cs}$  et compte tenu du recouvrement des fenêtres de sommation indiquées sur la figure 4 (a et b).

Au comptage brut obtenu dans la fenêtre de sommation était soustrait le comptage relevé dans la même fenêtre du spectre de coïncidences fortuites correspondant. Pour la corrélation  $p_3 \gamma_{0,67 \text{ MeV}}$ , le nombre de coïncidences fortuites était inférieur à 3 % du nombre de coïncidences réelles alors que pour la corrélation  $p_2 \gamma_{0,46 \text{ MeV}}$ , le taux de fortuites approchait 10 % du fait de la présence dans la fenêtre de sommation d'une contribution du rayonnement  $\gamma$  d'annihilation de 0,511 MeV. Les valeurs ainsi obtenues étaient ensuite ramenées à un comptage constant du moniteur. Ce dernier était constitué par la partie du spectre de protons directs enregistré sur l'analyseur 400 canaux comprenant les groupes de protons  $p_0$  à  $p_3$ . Les variations de ce moniteur ne dépassaient pas 5 % durant le relevé d'une corrélation angulaire. Aux angles de détection affectés par l'absorption non isotrope du détecteur de particules chargées, la correction correspondante était effectuée.

Afin de tenir compte des défauts de centrage du système de détection, nous avons étudié la corrélation angulaire  $p\gamma$  ( $J = 0 \rightarrow J = 1$ ) du premier niveau excité à 2,31 MeV de  $^{14}\text{N}$  par la réaction  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p\gamma) ^{14}\text{N}$ . Cette corrélation angulaire étant isotrope, nous avons pu en déduire les facteurs de correction dus à l'asymétrie expérimentale. Une dernière correction était appliquée à la corrélation  $p_2 \gamma_{0,46 \text{ MeV}}$ , consistant en une soustraction de la contribution du rayonnement  $\gamma$  de 0,67 MeV dans la fenêtre du rayonnement  $\gamma$  de 0,46 MeV. Cette correction était inférieure à 5 % dans tous les cas.

**Analyse.** — Une expression générale de la corrélation angulaire d'une transition  $\gamma$  entre un niveau initial et un niveau final, mesurée dans le cas du détecteur de particules chargées placé à  $0^\circ$  par rapport au faisceau incident est donnée par Litherland et Ferguson [9]. Les deux niveaux du  $^{34}\text{Cl}$  à 0,46 et 0,67 MeV se désexcitent par transition  $\gamma$  vers le niveau fondamental  $J^\pi = 0^+$  dans les proportions respectives de 100 % et 80 % par rapport à leur désexcitation  $\gamma$  totale [12]. Les corrélations angulaires mesurées étaient de ce fait celles correspondant à une transition d'un niveau de spin inconnu vers un niveau de spin zéro. Dans ces conditions il n'y a pas de mélange de multipolarité de la transition  $\gamma$  et les corrélations angulaires ne dépendent que du spin et des paramètres de peuplement des sous-états magnétiques  $P(\alpha)$  du niveau initial. Dans le cas idéal d'un détecteur de particules ponctuel,

placé à  $0^\circ$ , seuls les sous-états magnétiques  $\alpha = 0$  et  $\alpha = \pm 1$  sont peuplés.

La corrélation angulaire peut dans ce cas particulier s'écrire

$$W(\theta) = 1 + \sum_{k \geq 2} A_k/A_0 \cdot P_k(\cos \theta)$$

où  $\theta$  est l'angle entre la direction d'émission de la radiation  $\gamma$  et la direction de détection des protons,  $P_k(\cos \theta)$  le polynôme de Legendre d'ordre  $k$  ( $k$  pair) et  $A_k$  un coefficient de la forme

$$A_k = \sum_{\alpha} (-1)^{\alpha+2L+k/2} \times \\ \times P(\alpha) \cdot (c\alpha, c-\alpha | k0) \cdot Z_1(Lc, Lc; 0k) \cdot Q_k$$

où  $\alpha$  peut prendre les valeurs 0 et 1. Pour cette expression, les notations sont celles de Litherland et Ferguson [9] où  $c$  est le spin du niveau initial et 0 celui du niveau final.  $L$  est l'ordre de multipolarité de la transition  $\gamma$ ,  $(c\alpha, c-\alpha | k0)$  un coefficient de Clebsch-Gordan,  $Z_1(Lc, Lc; 0k)$  un coefficient tabulé par Sharp et ses collaborateurs [13] et  $Q_k$  le coefficient d'atténuation dû à la dimension finie du détecteur gamma [10].

Les transitions  $\gamma J = 0 \rightarrow J = 0$  étant strictement interdites et les transitions octupolaires  $J = 3 \rightarrow J = 0$  hautement improbables en raison de l'existence du premier niveau excité à 0,146 2 MeV ( $J^\pi = 3^+$ ) qui permettrait une désexcitation  $\gamma$  dipolaire  $J = 3 \rightarrow J = 3$ , seules les valeurs possibles  $J = 1$  et  $J = 2$  du spin des niveaux étudiés ont été prises en considération. Les corrélations angulaires théoriques en fonction de  $\cos^2 \theta$  sont représentées par un faisceau de droites passant par un même point lorsqu'on fait varier le rapport des paramètres de peuplement  $P(1)/P(0)$  pour une transition  $J = 1 \rightarrow J = 0$  et par une famille de paraboles passant par deux points fixes pour une transition  $J = 2 \rightarrow J = 0$ . Pour la valeur particulière  $P(1)/P(0) = 1,5$  du rapport des paramètres de peuplement, la parabole correspondante est dégénérée en droite.

Dans la pratique il faut prendre en considération l'effet dû à la dimension finie du détecteur de particules. Cet effet se manifeste par la possibilité de peuplement de sous-états magnétiques  $|\alpha| > 1$  du niveau initial de la transition  $\gamma$ , entraînant une correction de l'expression des corrélations angulaires calculées. Dans le cas particulier des deux niveaux étudiés dans le présent travail, où seules les valeurs  $J = 1$  et  $J = 2$  sont prises en considération, il ne peut y avoir de contribution  $|\alpha| > 1$  dans l'hypothèse d'une transition  $J = 1 \rightarrow J = 0$ , et seulement une contribution  $\alpha = \pm 2$  dans l'hypothèse d'une transition  $J = 2 \rightarrow J = 0$ . La seule correction à envisager consistait donc dans l'évaluation de l'importance relative de la contribution  $\alpha = \pm 2$  dans l'hypothèse d'un spin égal à 2 pour les deux niveaux étudiés. Le cas général est traité par Litherland et Ferguson [9]. L'adaptation de leurs résultats à notre

cas particulier nous permet de conclure que la probabilité d’une contribution  $P(2) > 0,05 P(1)$  est faible.

Les corrélations angulaires expérimentales ont été ajustées par des développements en polynômes de Legendre dont les coefficients  $A_k$  étaient compatibles avec les limites théoriques prévues. Les valeurs de  $\varepsilon^2$ , définies par la relation

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{N - n} \sum \frac{(y_{\text{exp}} - W(\theta))^2}{\sigma^2(y_{\text{exp}})}$$

sont présentées dans les tableaux I et II pour les différents cas. Les probabilités correspondantes ont été relevées dans une table de  $\chi^2$  à  $N - n$  degrés de liberté. Dans l’hypothèse de transitions  $J = 2 \rightarrow J = 0$ , ces ajustements ont été effectués dans les deux cas,  $P(2) = 0$  et  $P(2) = 0,1 P(1)$ , et les valeurs de  $\varepsilon^2$  présentées sont celles correspondant à la plus grande probabilité.

**Niveau à 0,46 MeV.** — Ce niveau du <sup>34</sup>Cl se désexcite à 100 % par une transition  $\gamma$  vers le niveau fondamental ( $J^\pi = 0^+$ ) [12]. La corrélation angulaire  $p\gamma$  mesurées pour  $E_{3\text{He}} = 9$  MeV ne permettait pas de lui attribuer avec certitude le spin  $J = 1$ , étant donné la probabilité non négligeable ( $\sim 20$  %) d’une transition  $J = 2 \rightarrow J = 0$  (tableau I). Cependant cette possibilité d’accord obtenue à 9 MeV avec  $J = 2 \rightarrow J = 0$  n’existe que pour une valeur particulière du rapport  $P(1)/P(0)$ . Ce rapport variant assez rapidement avec

TABLEAU I

Résultats des corrélations angulaires  $p\gamma$   
pour le niveau à 0,46 MeV du <sup>34</sup>Cl

$E_{3\text{He}}$ MeV	$J = 1 \rightarrow J = 0$			$J = 2 \rightarrow J = 0$		
	$\varepsilon^2$	$N - n$	Probabilité	$\varepsilon^2$	$N - n$	Probabilité
9	0,79	5	$\sim 55$ %	1,45	4	$\sim 20$ %
9,5	0,62	5	$\sim 70$ %	5,58	4	$< 0,1$ %
10	0,93	4	$\sim 45$ %	7,59	3	$< 0,1$ %

l’énergie, deux mesures de contrôle à 9,5 et 10 MeV, ont suffi à montrer que l’accord obtenu à 9 MeV n’était que fortuit. En effet les probabilités correspondant à l’hypothèse  $J = 2 \rightarrow J = 0$  sont alors inférieures à 0,1 %. La figure 5 présente les corrélations angulaires  $p\gamma$  expérimentales pour les différentes énergies incidentes ainsi que le meilleur ajustement obtenu par la méthode des moindres carrés dans le cas  $J = 1 \rightarrow J = 0$ . Le calcul des barres d’erreur affectant les points expérimentaux tient compte des différentes corrections effectuées sur les comptages bruts.

Ces résultats permettent de conclure sans ambiguïté à la valeur  $J = 1$  pour le niveau à 0,46 MeV. Ceci confirme l’hypothèse que ce niveau peut être assimilé au plus bas des états  $J = 1, T = 0$  calculés dans le

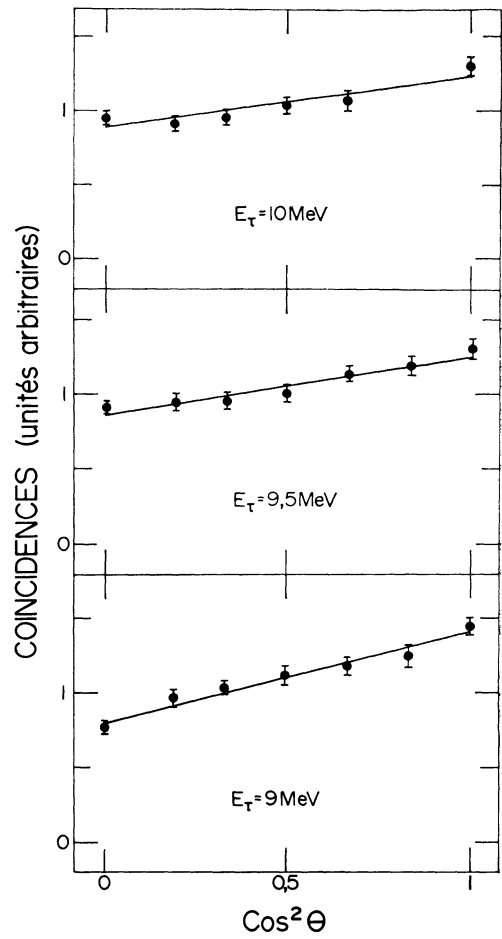


FIG. 5. — Corrélations angulaires des protons allant au deuxième niveau excité du <sup>34</sup>Cl, en coïncidence avec le rayonnement  $\gamma$  de 0,46 MeV issu de la transition de ce niveau vers l’état fondamental du <sup>34</sup>Cl. Les droites correspondent à l’ajustement des points expérimentaux avec la corrélation angulaire calculée pour une transition  $J = 1 \rightarrow J = 0$ .

<sup>34</sup>Cl [1]. Ce niveau est donc probablement de parité positive et de configuration dominante (79 %)

$$(s)_{j=1/2\ T=1/2}^3 (d)_{j=3/2\ T=1/2}^3 \cdot$$

**Niveau à 0,67 MeV.** — Ce niveau du <sup>34</sup>Cl se désexcite à 80 % par une transition  $\gamma$  vers le niveau fondamental  $J^\pi = 0^+$  [12]. La proximité de la radiation  $\gamma$  d’annihilation de 0,511 MeV ne permettait pas de conclure à la présence d’un rayonnement  $\gamma$  de 0,52 MeV qui correspondrait à la transition de ce niveau vers le premier niveau excité du <sup>34</sup>Cl à 0,146 2 MeV.

La corrélation angulaire de ce niveau était, du fait de la simultanéité des relevés, mesurée aux mêmes énergies et dans les mêmes conditions que celle du niveau à 0,46 MeV. Pour l’énergie incidente  $E_{3\text{He}} = 9,5$  MeV se présentait une situation analogue à celle signalée pour le niveau précédent à l’énergie  $E_{3\text{He}} = 9$  MeV. L’ensemble des mesures (voir tableau II)

permet cependant de lever toute ambiguïté et de conclure à la valeur  $J = 1$  pour le spin du niveau à 0,67 MeV. La figure 6 présente les corrélations angulaires  $py$  expérimentales ainsi que le meilleur ajustement obtenu par la méthode des moindres carrés dans le cas  $J = 1 \rightarrow J = 0$ .

TABLEAU II						
Résultats des corrélations angulaires $py$ pour le niveau à 0,67 MeV du $^{34}\text{Cl}$						
$E_{\text{He}}$ MeV	$J = 1 \rightarrow J = 0$			$J = 2 \rightarrow J = 0$		
	$\varepsilon^2$	$N - n$	Probabilité	$\varepsilon^2$	$N - n$	Probabilité
9	0,34	5	$\sim 90 \%$	30,6	4	$< 0,1 \%$
9,5	0,38	5	$\sim 85 \%$	2,4	4	$\sim 5 \%$
10	0,43	4	$\sim 80 \%$	13,1	3	$< 0,1 \%$

On voit donc qu'on peut admettre l'identification du niveau observé à 0,67 MeV  $J = 1$  avec l'état calculé  $J^\pi = 1^+, T = 0$  (1), ayant essentiellement les configurations

$(s)_{j=0}^4 (d)_{j=1}^2 (39 \%)$

et

$(s)_{j=1}^2 (d)_{j=0}^4 (31 \%)$ .

Remarquons pour conclure l'utilisation dans nos mesures des rapides variations des paramètres de peuplement avec l'énergie incidente. Grâce à ce fait, souvent observé mais systématiquement employé dans notre travail, il a été possible d'interpréter sans ambiguïté les corrélations angulaires mesurées à différentes énergies.

Au moment d'achever la rédaction du présent article nous avons eu connaissance de plusieurs travaux non encore publiés concernant les mêmes niveaux. Les résultats obtenus sont concordants avec les nôtres.

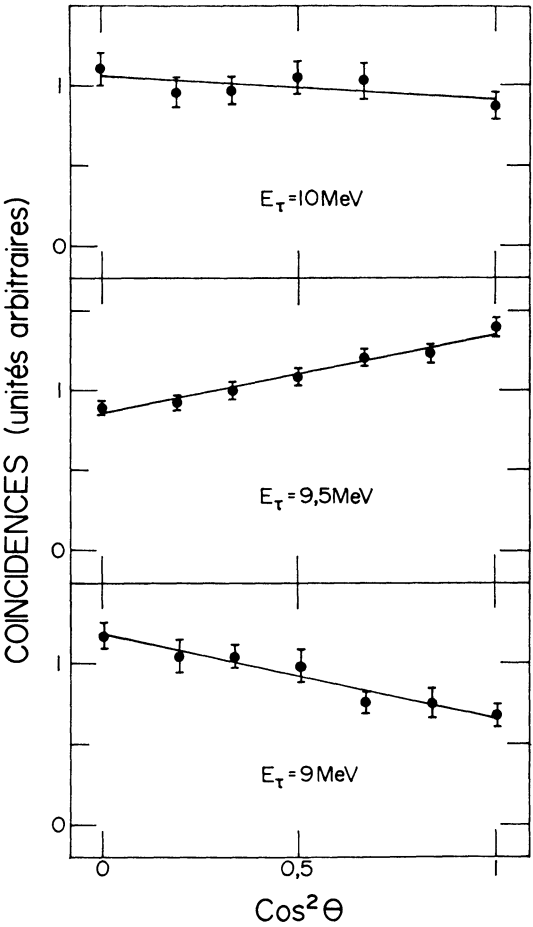


FIG. 6. — Corrélations angulaires des protons allant au troisième niveau excité du  $^{34}\text{Cl}$ , en coïncidence avec le rayonnement  $\gamma$  de 0,67 MeV issu de la transition de ce niveau vers l'état fondamental du  $^{34}\text{Cl}$ . Les droites correspondent à l'ajustement des points expérimentaux avec la corrélation angulaire calculée pour une transition  $J = 1 \rightarrow J = 0$ . On observe une variation très rapide de la corrélation en fonction de l'énergie du faisceau incident.

Bibliographie

[1] GLAUDEMANS (P. W. M.), WIECHERS (G.) et BRUSSAARD (P. J.), *Nucl. Phys.*, 1964, **56**, 548.

[2] GLAUDEMANS (P. W. M.) et WILDENTHAL (B. H.), Communication privée.

[3] GLAUDEMANS (P. W. M.), BRUSSAARD (P. J.) et WILDENTHAL (B. H.), *Nucl. Phys.*, 1967, A **102**, 593.

[4] HINDS (S.) et MIDDLETON (R.), Proc. Kingston Conf., Univ. of Toronto Press, 1960, 946.

[5] ABDO, MIT, Lab. Nucl. Sci. Progr. Report, mai 1964, 90.

[6] SMULDERS (P. J. M.), Université d'Utrecht, non publié, 1965.

[7] MILLER (R. G.) et KAVANAGH (R. W.), *Physics Letters*, 1966, **22**, 461.

[8] BARKER (P. H.), DRYSDALE (N.) et PHILLIPS (W. R.) *Proc. Phys. Soc.*, 1967, **91**, 587.

[9] LITHERLAND (A. E.) et FERGUSON (A. J.), *Can. J. Phys.*, 1961, **39**, 788.

[10] RUTLEDGE (A. R.), Atomic Energy of Canada Limited Report, AECL-1450, 1964.

[11] ZEN (J.), MUSER (A.), MICHAUD (J. D.) et SCHEIBLING (F.), Proc. of ISPRANuclear Electronics Symposium, Stresa, Italy, mai 1969, 307.

[12] GLAUDEMANS (P. W. M.), ERIKSSON (L.) et WERKHOFEN (J. A. R.), *Nucl. Phys.*, 1964, **55**, 559.

[13] SHARP (W. T.), KENNEDY (J. M.), SEARS (B. J.) et HOYLE (M. G.), Chalk River Report CRT-556, 1954.